

混合层流场的特性及其大涡结构的研究*

林建忠 余钊圣 沈利平

浙江大学力学系流体传动及控制国家重点实验室, 杭州 310027

摘 要 对50年代以来尤其是近10年来有关混合层的研究成果, 特别是有关大涡拟序结构的成果进行了综述, 为进一步开展混合层的研究提供参考

关键词 混合层, 综述, 大涡结构, 稳定性, 统计理论

前 言

图1为混合层流场, 对该流场的研究具有理论和实际应用两方面的意义。从理论上讲, 该流动具有其它同类型流动, 如射流、尾流所具有的基本特征, 通过研究混合层流动发展和演变的过程, 能够了解自由剪切湍流的一些流态和结构, 完善人们的认识。就应用而言, 在众多自然现象和工农业生产中都可见到该流动

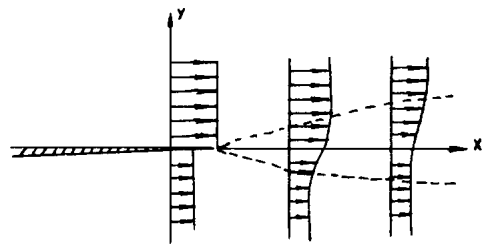


图1 混合层流场

模型, 例如燃烧器、气体激光器等。通过研究该流场的流动机制, 从而能够人为地对流场加以控制和利用, 能提高该流动在实际应用中的效率和降低噪声。

研究混合层流场一般有两种途径, 一种是经典的统计理论, 它在早期用得较为普遍; 另一种是拟序结构方法, 它在近20年来用得较多。

2 统计理论及其部分研究结果

经典的统计理论已经有一百多年的发展历史, 其基本点是将流动过程视为完全随机的, 用统计的办法将流场分解为平均和脉动两个部分进行求解。将该方法用于研究混合层流场, 除一般遇到的平均和脉动量组成的控制方程组不封闭这一困难外, 还有其它困难

* 国家自然科学基金与浙江大学科学基金资助项目

混合层的非各向同性,使得统计理论不能像各向同性情况下那样解决众多的问题,例如在脉动速度动力学方程中,都包含两点间的相关函数和同一点两个不同时刻的相关函数,这些相关函数以及相应的谱函数是描述湍流结构的重要函数,在各向同性湍流中,这两者可通过泰勒假设互相转换;而在混合层中,平均速度场的不均匀导致难以使用相关函数和谱函数,经常只得靠实验手段来获取有关资料。因此,人们在理论分析时,常从流动的物理特性出发,对数学方程进行简化,其中最基本的两个物理特性:(1)混合层湍流区比较狭窄,各参量在主流方向的变化比在垂直方向上的变化缓慢得多;(2)在离原点一定距离后,各截面的平均速度剖面存在相似性。利用这两个特性,可将微分方程简化求解,得到流场中所需的参量。

Sato^[1]曾由统计理论提出了混合层的平均速度分布有相似的剖面。Pui^[2]在5种速度比的情况下,测量了平均速度和湍流强度,表明自由流湍流度的增加使混合层的增长率和雷诺应力也增加。Takaki^[3]认为混合层中两个涡之间区域上的涡量有一个确定的平均值,瞬时值围绕该平均值脉动。他假设混合层沿流向坐标是统计均匀且不随时间变化,并且在所有的时间内,处于涡之间的两个相邻空间不存在关联,同时概率密度有相似性。在此之上采用统计方法,通过解两个涡之间的空间概率密度的控制方程来描述涡的出现,所得结论与实验一致。

Christopher^[4]等指出,在充分发展的二维混合层下游的任一截面上的湍流状态可被认为是上游激发的流动产生对流后的结果,因为对具有足够高雷诺数的流动,不存在固有长度时间尺度,所以上游所激发的流动相当于具有完全随机的白噪音谱的湍流,因而任一点的湍流脉动是统计随机的,整个流动以及所有其它湍流特性是统计相似的。然而从物理上考虑,这一相似性意味着流动是处于动力准平衡状态,可以用经典的统计力学途径来研究。因此,他们用动量厚度将坐标无量纲化,并假设流场中与大尺度有关的脉动可由叠加一个具有任意随机幅度的标准波动来表示,由此计算了雷诺应力、湍流强度分量、均方根压力脉动分布、能谱和两点间的时空关联,结果与实验符合得较好。

Ashurst^[5]在考虑离散涡的扩散和衰减的情况下,给出了中等雷诺数下混合层的增长、湍流剪应力剖面和脉动速度均方根的分布,结果与实验符合较好。Riley^[6]等用伪谱方法,在较低雷诺数下,对随时间发展的混合层进行计算,说明动量厚度随时间近似线性地增长,流场具有相似的平均速度剖面。

周培源等^[7]用热线风速仪和数据采样技术,测量了自模拟区内的平均速度、湍流强度、雷诺应力和脉动速度的关联,尤其是首次给出四阶关联的结果。说明混合层低速边的扩展速度比高速边快,流向脉动速度平方的最大值出现在中线上,而横向脉动速度平方的最大值却偏向高速边,由脉动速度值说明所测流场是非各向同性的。

林建忠等^[8]用谱方法对非牛顿粘弹性二阶流体的混合层流场进行了三维数值模拟,说明动量损失厚度虽然也呈线性增长,但却比牛顿流体增长得慢;而雷诺应力和湍流度的衰减也比牛顿流体慢;由展向涡量和等涡线的分布可见二阶流体的涡量扩散也较慢。

Soria 等^[9]由直接数值模拟方法说明不管初始条件如何,总动能耗散中的大多数来自于中等尺度涡的贡献,而小尺度涡虽然具有最高的耗散,但对总动能耗散只起到微弱的作用,另外,应变率不变量近似满足线性关系

统计理论将来的主要工作是如何正确地确定平均量和脉动量控制方程的封闭模式 此外,将统计理论与新发展起来的大涡拟序理论相结合,全面地描述大小拟序涡结构的演变和转化也将是研究的重点

3 混合层的稳定性研究

经典的稳定性理论实际上是以拟序结构为着眼点的一种模式,尽管它的产生和应用在拟序结构这一提法之前 稳定性理论是在傅里叶空间中,通过分析不稳定波的传播、放大和相互作用来刻画流场,而大尺度涡正是由几个不同频率的不稳定波所组成,可见傅里叶空间中不稳定波的发展过程正是物理空间中大涡拟序结构的演变过程 该模式能通过稳定性分析来模仿很强的非线性现象,而线性稳定性分析已被满意地用来描述混合层初始阶段涡旋的卷起过程 有关混合层稳定性的研究包括线性稳定性、非线性稳定性、三维稳定性、二次失稳等

Sato 等^[11]用热线风速仪测量了层流到湍流的转捩区,观察到正弦波的存在,波的频率由稳定性理论给出 Gaster^[10]在混合层中,将一个随时间增长的扰动波频率和放大率与随空间增长的相同波数的扰动波相比,说明扰动波的空间增长和时间增长可由群速度联系起来

60年代 Michalke^[11]对双曲-正切速度剖面加一扰动,对无粘线性稳定理论的 Rayleigh 稳定方程进行数值积分,讨论了特征值和特征函数,发现在放大的和自然的扰动中,以上值没有本质的区别 然而在考虑扰动的涡度分布时,发现在放大扰动中,一个扰动波长内存在两个高涡度区,而自然扰动中只有一个 后来,他^[12]还根据双曲-正切速度剖面,用稳定性理论研究涡的形成,讨论了涡的分布,计算了初始平行于流动方向的迹线的变化,说明随着时间增加,混合层在某些地方变薄,某些地方变厚,涡度的极值是位于变厚的区域内 他计算得到的涡度分布与用 Stuart 非线性稳定性理论保留三阶项所得的结果有相同的变化趋势 后来他通过实验研究,说明了不稳定性的一些基本特性是不能由随时间增长之扰动的无粘线性稳定性理论来描述的,而必须由随空间增长之扰动的无粘线性稳定性理论来研究,这样能得到与实验更一致的结果 他^[13]在复波数和实频下,数值计算了特征值和特征函数,结果与实验定性相同,在用计算所得的涡度分布和条纹线分析了流场的物理特性后,发现扰动剪层以一种复杂的形式卷起 同时他还分析了线性理论的可行性,发现在扰动方程线性化后造成的误差上,涡度比速度体现的更明显,高频比低频明显 由此得出结论,至少对低频而言,用空间增长的扰动来描述扰动剪层的非稳定性特性更加精确

Kelly^[14]研究了两股无粘的、密度不同的流体平行流动分界面的稳定性,发现当平均速度差小于不稳定临界速度而大于脉动速度时,分界面上出现波的参数放大,并产生次谐波特性的共振

80年代Monkewitz等^[15]分析了Blasius速度剖面和双曲-正切型速度剖面混合层的线性空间稳定性,由数值计算方法,得到了混合层增长率、相速度和扰动速度分布与低剪切或低频率下的展开式相比,发现最大增长率近似正比于速度比

在非线性稳定性研究方面,60年代Rowland^[16]用热线风速仪测量了平均速度剖面、纵向脉动各种谱分布的均方根值、相分布以及周期的展向结构,发现初始不稳定波的大非线性变形出现时,并没有周期展向结构,非线性变形首先由次谐波振荡的增长体现,并且是强间歇的,流场中存在二次不稳定性,它仍产生高的频率

70年代Miksad^[17]用声激励研究层流的稳定性和转捩,特别是转捩的非线性阶段,他发现整个转捩过程长度大约是声波长的5倍,而且有6个特征区域表示不稳定的过程,即由线性理论描述的指数增长区、对临界层有重要影响的谐波和次谐波产生的非线性区、有限振幅平衡区、有限振幅激发次谐波的不稳定区、三维纵向涡形成区、弱二次不稳定性及湍流的分解区

在二次不稳定性及三维失稳研究方面,Corcos等^[18]发现在高雷诺数下,局部涡度高到某一临界值将造成小长度范围和短时间内的二次不稳定,他们以一次不稳定量为基础,计算出二次不稳定的有关量,发现在没有二次不稳定的情况下,混合层非线性发展的初始相对附加混合只起少量的作用

80年代Metcalfe等^[19]采用代数变换和Chebyshev多项式的结合,通过计算发现混合层具有类似于约束流动时出现的三维二次不稳定性,该不稳定性像实验观察到的那样,以蘑菇形状特性出现,后来Metcalfe等研究二维涡状态下的三维稳定性,他们直接对N-S方程积分,发现展向小尺度结构存在不稳定性;在准稳定状态下,三维模式像不存在涡旋配对时纯二维基波和次谐波模式那样,不出现饱和态;流场的演变依赖于配对方式的相对幅度;持续的涡配对可以阻碍三维失稳,从而保持流动的二维性;相反,涡配对过程的抑制会使三维模式更混沌,更趋近于湍流状态。对于完全湍流状态下高分辨能力模拟的分析,证实了肋状结构的存在,它们的拟序性强烈地依赖于二维涡配对模式的出现

Monkewitz^[20]由分析一个不稳定波来描述基波和次谐波的空间演变,通过考虑两个波的非线性内作用以及计算,发现次谐波的发展最终将导致涡配对和破裂,而这些又依赖于次谐波与基波的相关关系,他还估计了次谐波谱峰的宽度等。Lasheras等^[21]让一小的正弦扰动周期地沿着展向出现,用荧光粉来显示两股流动间的分界面,通过分析分界面随时间与空间的演变和稳定性的关系,说明二维不稳定性增长的特征时间远远短于三维情况。在展向涡引起的应力场的作用下,存在于涡瓣的扰动涡量经受轴向拉伸,导致涡管的变形,在流向涡管的变形中,展向涡在一定程度上仍保持二维性,即两种不稳定性不发生耦合

Miyauchi, Toshio等^[22]用谱方法对三维混合层直接数值模拟,说明初始展向波长对流向和横向的脉动速度影响很小,而对展向脉动速度和流向涡量的影响较大,当展向波长为流向波长的三分之一时,展向扰动有最大增长率

沈利平等^[23]用三维离散涡丝方法,通过对涡丝初始引进二维扰动和三维扰动,观察扰动发展,得到了与稳定性理论相同的结论,即二维扰动比三维扰动更容易造成混合层流场

的失稳

周恒等^[24]综合运用了修正的流动稳定性弱非线性理论及其能量法, 结合一些计算中新的处理方法, 数值计算了混合层中大尺度拟序结构随空间发展的过程, 得到与实验符合较好的结果

赵耕夫^[25]用二次稳定性理论研究了混合层中周期性基本流空间增长扰动的稳定性, 数值计算结果表明, 三维亚谐波扰动对横向波数有很强的选择性; 二维亚谐波的空间增长率最大; 与此相反, 基本波的幅值 $A \geq 0.06$ 时出现分岔现象

Churikov, Shukhman^[26]研究了大雷诺数下, 展向波数远小于流向波数的三维小扰动沿流向的非线性空间演变过程, 发现与二维情况不同的是在转折后扰动存在两个发展阶段: 第一个阶段, 振幅随流向距离增加而线性增加, 而第二阶段振幅与流向距离的 $2/3$ 次方成正比。随着展向波数的增加, 具有三维性的区域也增加, 这是与二维情形的主要差异

线性和非线性稳定性理论能较好地描述混合层发展的前期, 关键是如何进一步将稳定性理论的扰动特征与拟序结构的产生、演变, 尤其是拟序涡的相互作用联系起来

4 混合层大涡拟序结构的研究

拟序结构方法是将拟序结构作为湍流混合层的主体, 通过研究这些结构的生成、演变、发展和消失来了解流场。20多年来, 人们已经进行了大量的观察和研究, 想要弄清拟序结构的几何形状、结构与流动拓扑特性的关系, 并试图测量一些像拟序雷诺应力这样的动力学参量。以拟序结构为着眼点来研究混合层流场, 除了上述的稳定性理论模式外, 还有一种是根据物理空间涡的动力学演变过程来描述流场, 称涡动力学模式。该模式将拟序结构视为经受不同类型非线性作用下的具有一定特征尺寸的涡, 通过计算得到了混合层卷起以及涡旋出现和演变的完整的非线性模式。具体的描述是: 混合层所形成的涡层像一个不稳定的波, 该波将形成一定间隔的涡结, 以上过程是线性阶段, 在接着的非线性发展中, 流场就变得复杂了, 这些小涡不断集中、增长, 最后发展成大涡。既然总涡量是守恒的, 那么涡核的增长只能靠涡的合并来实现, 这种合并有两种情况, 即涡的配对和破裂后的兼并, 前者指的是两个涡相互绕着旋转, 最后成为一个大涡; 后者指在一定条件下, 涡旋分解并被邻近的涡吸收并增长。涡动力学模式正是描述这些涡的演变过程, 该模式的主要优点是所得结果可以和由流动显示实验观察到的结果相比较, 困难的是现有的仪器和装置不能满意地测出涡旋场, 在实验上不得不采用近似的办法



图2 大涡拟序结构

70年代Brown和Roshko^[27]以氮气和氦气为介质, 由实验表明无论上下两股流体的密

度比如何变化,混合层都是大涡结构占主导地位,这些涡以接近于常数的速度移动,通过与邻近涡的合并,涡的尺度和涡距不断增大;流场的混合和外区流体的卷入对大涡的尺度有影响;混合层横向密度差的变化对混合层扩展角影响甚小,影响大的是可压缩性

W inant 和 B row and^[28]通过在水中注入染料,观察到不稳定波的增长,流体逐渐卷起成离散的二维涡结构,接着两个离散涡又相互作用,卷起合并成一个大涡 他们指出,这种涡的配对过程在流场中重复出现,并且控制着混合层的增长

从以上两篇论文发表后,对拟序结构的研究便迅速增加

4.1 拟序涡的产生、特性和作用

D imotakis 和 B row n^[29]在雷诺数为 3×10^6 的流场中,用染料在水中的显示说明大涡拟序结构的存在,以及该结构在卷吸过程中的作用,新卷入的流体初始是大涡结构运动的一部分,一旦参与了大涡的合并过程,很快就被混合了.他们用LDV 测量了流向脉动速度的自关联,观察到与大涡结构有关的基本间发性,得到的时间尺度比想象的要大,他们还认为初始条件在观察大涡的实验中起很大的作用

P ui^[2]对具有最低自由流湍流度的情况进行测量,时间关联结果说明大涡结构在横向和展向有较长的尺度,两者大致相等;混合层中的湍流结构依赖于速度比和存在于湍流中最大尺度结构所具有的二维性的程度 W ygnanski^[30]为了观察准二维拟序涡的形成和它们在非理想条件下的生存情况,对混合层引入了强的外部扰动,通过流动显示以及对速度和温度关联的测量,说明这些涡在一定的雷诺数范围内是很稳定的,大涡的卷起是展向的,虽然卷起时可能扭曲和倾斜,但基本上是二维的

80年代, W illiam s 和 H am a^[31]计算了由基波和次谐波以各种不同形式组合所产生的条纹线,指出条纹线的形状与涡的叠加两者密切相关,说明在一定条件下,条纹线的发展可能会被误解为涡的出现 B row and 和 T routt^[32]将12个热线探头沿展向放置,对高雷诺数下的关联测量说明了大尺度结构很快达到一个渐近状态,此时横向关联长度正比于混合层厚度,同时进行的流动显示表明大结构延伸至整个范围,在展向有不规则性

A ref 等^[33]用离散涡方法计算了大涡结构的发展,指出涡结构有其自身的特征尺度,该尺度不能由混合层厚度所取代 他们认为在流动显示的实验中,人们可能夸大了涡结构的尺度 他们还提出了一种涡结构的尺寸和间距之比所必须满足的简单模式 R iley^[34]计算结果还描述了大涡卷起过程,发现大振幅二维扰动对于混合层演变起重大作用 C ain 等^[35]对混合层初始阶段进行大涡模拟,将无界区域变换到有限的计算区域,计算结果再现了涡的卷起过程,说明如果三维扰动不是远小于二维扰动,则涡结构在展向将不均匀;此外,动量厚度的增长明显地依赖于初始湍流强度,湍流度增长将使动量厚度增长变慢

魏中磊等^[36]实验研究了大涡拟序结构区域内湍流统计参量的变化规律,混合层的发展规律以及各种强扰动对大涡拟序结构的影响,发现在边界上二维射流的大涡拟序结构与混合层中的大涡拟序结构存在相互干涉现象,他们指出低湍流度并非是大涡拟序结构存在的必要条件,一旦大涡拟序结构形成,在整个寿命期间它们是相当稳定的 他们还给出了大涡拟序结构的发展与 Kelvin- H elmholtz 不稳定波之间的关系

Gaster 等^[37]由线性无粘稳定性理论, 结合对平均流动缓慢空间变化的一阶修正研究了中等雷诺数下的大尺度结构, 他们数值求解了随空间增长的时间周期波的扰动流函数, 测量了与大尺度结构有关的速度, 结果说明混合层厚度大致线性地随下游距离的增大而增长, 所得到的流场不同部位截面上脉动速度的幅度和相位与理论结果相一致。Hussain^[38]由实验观察到混合层卷起成有序结构, 这些结构在所有的纵向位置具有不变的 Strouhal 数。他们采用优化条件采样方法测量, 发现在发展的自模拟区内也产生拟序结构, 这些结构的形成和演变在纵向位置 $x = 500\theta$ (θ 为动量损失厚度) 处完成, 此后结构处于平衡态中。

Brow and 等^[39]通过对流场流向和展向关联的测量, 说明在无量纲距离 $\lambda x/\theta$ ($\lambda = \Delta U/2U$) 为 300~400 处, 涡的结构不依赖于下游坐标。此外, 涡结构大多数沿展向排列, 展向关联长度是局部涡量厚度的 3 至 5 倍, 而典型的大涡尺度却为 20 倍。

Nikitopoulos 等^[40]提出混合层发展区中两个波作用的形成和结果, 证实了亚谐波扰动的增长是从基波得到能量这样一种机制, 该机制在基波开始将能量还给平均流以及两个波具有相同能量水平的时候, 表现得最为突出。他们还发现初始条件, 尤其是两个扰动的初始相角度对混合层的发展起重要作用。

Uppender^[41]比较了随时间发展的混合层 (T-Layer) 和随空间发展的混合层 (S-Layer)。他假设 S-Layer 的涡量呈抛物型分布并满足适当的边界条件, 计算出由涡量场诱导出的速度, 通过 Galilean 转换, 把这一速度变换到 T-Layer 中, 再与 T-Layer 中相应点的速度比较, 目的在于估价 S-Layer 的流动偏离抛物型的程度。此外, 计算表明, 至少在小速度比下, 反馈对混合层的影响较小。

Weisbrod 等^[42]为了估价与大涡拟序结构有关的非线性过程的重要性, 对流场引入正弦振荡, 用一排 X 型探头测量了整个流场的 2 个速度分量, 由锁相测量数据计算了条纹线并和流动显示结果比较, 说明锁在具有扰动频率相内的脉动不仅造成混合层很快的初始增长, 而且造成下游的收缩。他们将实验结果和基于线性稳定性模式的理论计算结果相比较, 说明理论能很好地给出所测的量沿流场横向的分布, 但不能给出所测的量沿流向的增大速率。

Miyauchi Toshio 等^[43]对随时间增长的带有双曲-正切速度剖面的混合层进行大涡模拟, 说明涡瓣结构和涡核区是有联系的, 通过对大雷诺数情形的计算, 得知尽管二维涡结构发生了撕裂和变形, 但展向的涡结构和涡瓣结构仍可以观察到。Jimenez 等^[44]通过对随时间发展的二维混合层的数值模拟, 找出了流场从低维数到高维数的转捩点, 证实了该点与第一次涡配对有关, 并提出与该转捩点有关的结构是非确定性、非随机、非均匀和分维的。当雷诺数大于 90 000 时, 无论是涡量场的谱函数还是混合特性都不会出现进一步的转捩。

Koochesfahani 等^[45]由激光诱导荧光识别技术测量了概率密度分布, 说明有激励的混合层与自然混合层一样, 不同物质的分布沿横向基本上是均匀的, 激励导致流场中混合流体量的增加, 其主要体现在混合层宽度的增加, 而小尺度的混合效果却变化不大。Moser 等^[46]对不同初始条件下随时间发展的平面混合层进行数值模拟, 表明当流场足够三维时, 涡配对可以使混合层经受一个转捩到小尺度湍流, 该转捩伴随着混合程度的增加, 作为转捩过程的一部分, 薄涡层由涡的拉伸产生并象二维情形那样卷起, 这个高阶的卷起, 是湍流级串过程中

的一个阶段 Samin y 等^[47]通过时空关联研究可压缩性对大涡结构的影响,在高雷诺数下对于低马赫数的流场而言,其结构类似于不可压缩流体情形,只是有序性弱些,而高马赫数下的流场则呈现出高度的三维性,具有强的空间有序性和弱的时间有序性

林建忠等^[48]通过对热线风速仪采集到的速度序列信号计算相关维数和相关熵,分析了流场沿横向变化的混沌特征,表明流场在中心线与外缘线之间的中点上速度变化最随机,而其它点则相对有序些,拟序结构出现在中线附近和混合层外缘附近,这两处的涡结构具有不同的演变特征

林建忠等^[49]对气固两相混合层流场采用单相耦合的方法,在先由离散涡方法算出气流场的基础上再计算固粒的运动学特性,结果表明固粒的 Stokes 数越小,混合层的增厚过程越慢,对涡卷起的抑制作用就越大,这与 Tsuji^[50]的结论一致

Park 等^[51]用直接数值模拟研究了拟序结构对混合和化学反应的作用,发现涡肋对提高化学反应起了很大的作用,当 $S_R \leq 10M_R$ 时,反应率主要由涡卷控制,这里 S_R 是涡肋中的反应搅动率, M_R 是样本混合率,下标 R 是涡肋 Rib 的第一个字母

Michael 等^[52]用直接数值模拟方法,对具有不同初始扰动的流场进行了计算,结果表明初始无扰动和弱二维扰动的流场,发展一段时间后将进入自相似阶段,此时没有涡配对等现象出现,初始具有强的二维扰动时,流场将近似为自相似,但却会出现持续的大尺度涡配对

相比之下,拟序涡的产生已得到大量的研究,但是流场的条件毕竟是千变万化的,这些条件对拟序涡的产生有直接影响,不可能穷尽各种情况,只能从中总结出典型的几类,将来的重点将是进一步研究拟序涡的特性和作用,尤其是如何控制拟序结构,使混合层朝人们所希望的形式发展

4.2 拟序涡的合并、配对以及撕裂

Moore 和 Saffman^[53]认为当一排涡的涡距太小时,这些涡将发生分解,他们把这一结果应用于混合层的有序涡结构,解释了这些结构向下游移动时消失的原因, Brown 和 Weidman^[54]在混合层的横向不同位置布置热线探头来检测大涡结构,通过基于幅度和相信息的条件采样,说明大的雷诺应力产生和涡的配对有关,净雷诺应力产生项可由大涡经过时的动量流量分布关联来刻画,因而说明涡的配对是混合层的一个自然特性



图3 涡的合并

Acton^[55]提出两个离散涡配对的运动是否有循环性,是否唯一地依赖于初始条件,在初始层厚度不是非常大的情况下,涡合并所形成的结构几乎与初始条件无关,大涡的配对过程可能是混合层增长的机理,而涡的配对和合并两种机理可能在混合层中不同点内存存, Mansour 等^[56]从涡量方程出发,进行大涡数值模拟,他们在初始条件中引入两个二维展向涡,给流场中加一小扰动后,这两个涡发生合并,其合并的快慢与扰动强度成正比

Fiedler 等^[57]指出, 准平行、无粘的线性近似理论能满意地给出由低频强制力产生的大尺度结构的局部扩大率。Pierrehumber 等^[58]讨论了处于空间周期状态的稳定 Euler 方程的一族新解, 这族解由有限厚度和均匀涡度的混合层中分岔出来, 并继续延伸到另一排集中点涡组成的剪层。他们指出涡的合并趋向于减少涡的空间尺度, 所得结果证明了由 Moore 等提出的有关涡破裂机理的近似理论是有数学根据的。

Ho 和 Huang^[59]由实验发现, 如果对混合层加上一个靠近最大频率的次谐波扰动, 那么将极大地影响混合层的扩展速度; 亚次谐波扰动的施加能使几个涡同时合并, 从而大大增加扩展速度。当次谐波的相速度与基波相速度相当时, 次谐波开始放大; 在涡垂直地排成一列的位置上, 所测的次谐波达到极值, 该位置称为合并位置。

Pierrehumber 等^[60]研究了由 Stuart 发现的一组拟序涡的二维及三维稳定性, 他们将稳定性问题视为两个独立变量的联合特征值问题, 采用谱方法求解, 结果发现存在两级主要的不稳定性, 第一级是次谐波造成的涡配对或者涡管的局部配对, 在二维限制下, 配对是最不稳定的, 此时扰动没有展向变化; 第二级是在流线方向, 以与基本流动相同的周期重复, 当展向波长是两涡心距离的三分之二长度时, 涡是最不稳定的, 它导致流向涡的产生。

Hernan 和 Jimenez^[61]由实验给出了构成大结构的涡团随时间的变化, 用统计的办法算出了涡的寿命、涡合并过程中的流体卷吸量, 发现周围流体的卷入大部分发生在大涡配对过程中的增大阶段。Oveman 等^[62]用数值方法模拟了两个有限涡区的稳定性以及涡的合并和分解, 结果表明如果具有不同涡密度的两个状态合并, 高密度涡区将被带入低密度涡区, 合并过程继续直到获得一个稳定的状态。

Cain 等^[63]采用谱方法, 将离散傅里叶级数用于无穷域中来研究随时间发展的混合层, 发现镜像流的作用对涡配对有影响, 它可能导致流场计算结果较大的失真。Marcel lesieur 等^[64]用白噪音扰动来研究二维大涡结构, 发现第一次涡配对造成了连续空间纵向能谱的倾斜, 在两个连续的涡配对之后, 能谱范围有所延伸; 通过对几个不同的初始白噪音计算后的平均, 发现涡厚度是线性增长的, 最后达到饱和态, 饱和现象与有限的计算区域有关。

W ygnanski 等^[65]对混合层引入3种振荡扰动: 1) 单一频率的正弦振荡; 2) 基波和次谐波两个频率的振荡, 但保持由基本扰动控制; 3) 次谐波扰动的振幅增加直到平均流动有明显变形, 通过在较密的空间间隔内测量两个速度分量, 观察到涡配对。

张洪泉和舒玮^[66]用一种3阶精度的迎风差分格式对混合层中的涡合并与撕裂进行数值模拟, 结果表明扰动参数的变化可使混合层中大尺度拟序结构的演化表现为涡的合并与撕裂。涡合并时, 拟序结构的尺度增长较快, 而涡撕裂时, 拟序结构的尺度增大则较缓慢。

Zhongmin Yang 等^[67]通过实验研究, 说明扰动的基波和次谐波的相位差对混合层演变产生大的影响, 导致不同的涡合并过程, 在不同的涡合并过程中, 能量分布和混合层的发展是不同的。在涡的撕裂过程中, 次谐波的波长没有发展到象配对过程中那么大。

林建忠等^[68]用1000多个平板脱落点涡和80个替代平板的离散点涡数值模拟了涡团的演变, 发现离散涡团有3种合并形式: 一是大涡团吞并小涡团; 二是两个大小相当的涡团的合并; 三是3个大小相当的涡团的合并, 说明拟序涡结构在流场中有多种发展和演变形式。

在现有关于拟序涡合并、配对及撕裂的实验和计算研究中, 大多都是人为地引进扰动, 使这些涡的作用更加明显。将来应当研究在自然扰动下, 以上这些涡作用方式的情况。同时还要进一步探讨当拟序涡合并、配对和撕裂时, 流场小尺度结构的演变、流场特征量的变化以及能量的转移。

4.3 流向涡的产生和演变

Jimenez^[69]由实验发现流场由一展向的波控制, 该波沿下游形成长的流向结构, 从结构的幅度和间隔变化, 说明结构是由流场的二次不稳定性造成的, 不稳定性的性质就是涡核的波动。Jimenez 等^[70]用数字成像加工技术构造了三维混合层模式, 展示了一系列流向反转涡存在于经典的展向涡之上, 在相应于三维转捩区的位置, 流向结构非常明显和有序, 这些结构是独立于展向涡而自成体系的一排流向交替涡; 在低雷诺数下, 两个正交涡系的内作用区似乎控制了小结构混合的位置; 流向涡的强度大约是展向涡系初始环量的1至2倍, 可见混合层的起始段是展向结构的三维不稳定。

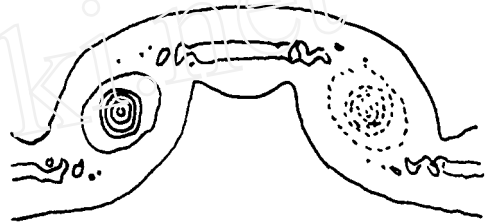


图4 流向涡系

Lasheras 等^[71]的研究说明混合层演变的早期, 流场由相反方向旋转的一对流向涡和叠加在该涡上的展向涡组成。这个拟序的流向涡结构是由上游三维扰动作用引起的, 涡转化成三维时的位置依赖于扰动的大小和位置; 集中的流向涡总是一开始在连续展向涡之间的涡瓣处形成, 然后传播到它们的中心; 在较低和中等雷诺数下, 所谓的混合层转捩未必与集中流向涡的形成一致; 流向涡的尺度稍小于展向涡, 它对混合层早期的卷吸过程有贡献。

Bernal 和 Roshko^[72]经过测量临界雷诺数和几种流动条件下的展向涡长, 说明在主要的展向涡之上有二次流向涡, 分析了导致二次流向结构的展向涡的稳定性, 发现临界雷诺数依赖于速度比、密度比和初始剪切层剖面形状等因素; 他们还讨论了二次结构对展向流场的影响, 指出二次结构的空间有序性产生一个容易辨认的展向卷吸模式, 每股流动来的流体优先在不同展向位置吸入, 而二次结构的展向尺度沿下游增加。

Hussain 等^[73]数值模拟了具有理想初始条件的随时间发展的三维混合层在涡配对之前的早期演变, 发现在展向涡之间的涡瓣发展成流向涡, 这些涡排列在展向涡的上、下游, 使展向涡产生展向变形; 他们还计算和讨论了耗散、螺旋涡密度等重要参量。Bell 等^[74]由实验测量表明初始扰动导致展向大涡形成, 同时也导致了流向涡的形成, 该流向涡的环量具有初始展向涡环量的 10, 它首先以包含正负号的涡团出现, 后来沿下游重新组织成反转涡对。流向涡结构可以维持到远下游流场, 尽管此时涡量已经非常弱。

Plesniak 等^[75]通过让初始条件的细微变化, 来定性和定量刻划近场和远场流向涡的变化, 以及它对混合层平均和脉动量的影响。Lopez 等^[76]对随时间发展的三维平面混合层中的流向涡肋的结构和特性进行了直接数值模拟, 得到了涡破裂的特征, 并表明涡破裂时对

流场其它部分的影响不像涡肋和其它涡结构相互作用时产生的影响大 LeBoeuf 等^[77]通过在流场中不同点上速度横向关联的测量,表明速度沿展向的波动可以忽略,而横向的波动却相对明显

沈利平等^[78]将混合层的界面用一由离散涡丝组成的涡层代替,在初始为二维的混合层中引入三维小扰动,根据离散涡丝的发展演变来模拟流场中涡的发展,发现在具有基波和次谐波的扰动下流场更容易形成流向涡结构,在具有基波和随机波的扰动下,流场显示出混沌特性 间歇扰动更容易引起涡的卷起,所以施加间歇扰动对混合层的发展起着很重要的作用

林建忠等^[79]同样用离散涡丝的方法发现具有轻微变形的涡丝在混合层的发展过程中会在展向位置形成成对反向的流向涡 沿流场展向的扰动是形成流向涡结构的根源 流向涡结构的位置和性质依赖于扰动的形式和流动条件 在实际流动中扰动是不可避免的,所以混合层一般情况下呈现三维性 对涡辨区的涡段施加扰动后,受扰涡丝在初始的变形当中,展向涡卷几乎不受涡丝影响,基本保持二维性 当受扰涡丝的扰动进一步放大后,它与展向涡卷间的非线性作用加大,涡卷逐渐呈现波动,但波动的幅度不如涡丝,相位相差180度,越往下游,受扰涡丝振幅越大,以至最后盘绕在涡卷上 以上结论与Lasheras^[71]的实验结果一致

Schoppa^[80]等根据涡核动力稳定性,提出了小尺度转捩的新机理,发现小尺度转捩不依赖于纵向涡的存在,它可以远早于由纵向涡所诱导的转捩 研究还表明对于具有中等振幅的初始扰动,涡核动力稳定性可以解释小尺度转捩的机理,因而提出了混合层向湍流转化的一个新机制

在流向涡的研究方面,流向涡的产生机理已得到了较广泛的研究,但流向涡的发展与流场湍化程度的关系还未得到充分的研究;小尺度结构在流向涡发展中的因果关系也还有待于进一步挖掘

5 展向存在剪切的混合层流场的研究

这种流场以往的研究结果很少,Fiedler^[81]曾给出了该流场的一般评述和部分流动显示的实验结果,Grundel^[82]说明平均涡矢量不再平行于展向,涡结构以螺旋的形式出现

林建忠等^[83]通过用恒温热线风速仪结合计算机采样和数据处理,对气流场进行了实验测量,表明了动量损失厚度基本上是线性增长,随着沿流向长度的增加,低速边的气流逐渐会被高速边气流的混掺结果所控制,使速度剖面趋于平缓,各脉动速度分量的关联沿混合层流向和横向逐渐减弱并趋于平缓 在一定的流向位置后,流向和展向上的平均速度和二阶脉动速度关联量有自相似性 通过对脉动速度

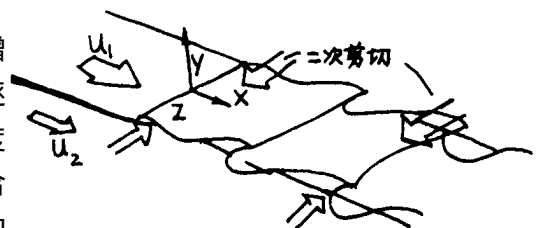


图5 展向存在剪切的混合层

计算概率密度分布、自相关函数、互相关函数和功率谱,表明流场中存在螺旋涡,该涡不对称于中线,它的形成需要一定的过程,形成后具有间歇性

A tsavapranee 等^[84]用一倾斜水箱产生沿展向具有剪切的混合层流场,以此研究展向剪切对常规二维混合层的影响,结果发现存在一种新的成对流向涡,并且流场的混合效果明显增加

Collis 等^[85]用直接数值模拟方法模拟初始具有等强度斜扰动的流场,结果表明该流场的涡结构不同于通常的涡肋涡卷结构,由于存在强的自诱导,局部涡配对的情况没有出现。如果增加展向波长,自诱导作用将延迟而且局部配对的区域将出现。此外,这样的流场将具有更强的混合效果

沈利平等^[86]对热线采集到的速度信号计算了功率谱、相关维数和相关熵,说明该流场存在三维的涡结构,这些涡结构在距出口一定的位置上形成,具有螺旋状,不存在结构间配对合并等作用

在流动显示研究方面,林建忠等^[87]设计了产生流向和展向剪切的水流和气流混合层流场实验装置。在水流场中通过加入染料来显示涡结构,表明流场中涡的卷起很明显呈螺旋形,它们的形成依赖于湍流强度、剪切强度和对流速度的大小。三维涡结构来源于沿展向的剪切和扰动;即使采用非常细致的方法来抑制小振幅随机扰动,涡结构还是三维的

在用离散涡丝方法进行数值模拟方面,沈利平等^[88]根据集中涡的特性,将有展向剪切的混合层流场抽象为三维离散涡丝,然后对离散涡丝数值模拟,得到该流场涡结构的特性,结果表明三维小扰动引入后将逐渐地放大,沿流向的扰动,由于 Kelvin-Helmholz 不稳定性而发展很快,达到饱和后导致涡的卷起。强剪切率会加速流场失稳,在同样的发展时间里,剪切率强的流场中涡结构发展得更充分。强度大的扰动对流场发展的影响较大,扰动也使得涡丝成为三维曲线,从而使空间三个方向上都具有涡量分布,扰动的发展又使得部分原先沿展向的涡量变成流向涡量,从而形成流向涡结构。流场中有明显的螺旋涡结构出现。不同空间位置的速度剖面具有明显的相似性;这种流场的动量损失厚度比一般混合层的动量损失厚度增长更慢

展向存在剪切的混合层流场的研究还处于比较初期,如何引进合适的斜扰动是该流场能否出现典型结构的关键;与常规的混合层流场相比,这种流场的动量厚度、混和效果的变化如何也还没有取得足够多的结果。为改变流场几何条件或流动条件因而需要控制流场,在展向施加剪切是一个很好的开端

6 结语

混合层流场特性特别是大涡拟序结构还有待于进一步研究,例如以往认为随着雷诺数的增加,原有的涡结构衰减消失,流场趋向于混沌,而实际上涡结构仍然可能重新出现,其中的机理并不很清楚;转捩区中有序运动的起源仍没有真正确定;大涡结构沿展向的不规则性是否由邻近涡之间的配对所产生仍有争议

参 考 文 献

- 1 Sato H. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1956, 11 (6): 702~ 709
- 2 Pui N K, Gartshore I S. *J Fluid Mech*, 1978, 91: 111~ 130
- 3 Takaki Ryuji. *Phys Fluids*, 1978, 21 (2): 153~ 156
- 4 Christopher K W Tam, Chen K C. *J. Fluid Mech*, 1979, 92: 303~ 326
- 5 A shurst W T. In: Durst F, et al, eds *Turbulent Shear Flows I, The First International Symposium on Turbulent Shear Flows*, 1977, The Pennsylvania State University, Berlin: Springer- Verlag, 1979. 402~ 413
- 6 Riley J J, Metcalf R W. A IAA Paper, No. 80- 0274, 1980
- 7 周培源, 林建忠, 魏中磊, *水动力学研究与进展*, Ser A, 1991, 6 (2): 1~ 9
- 8 林建忠, 范西俊, 见: 全国计算流体力学会议组委会编, 第七届全国计算流体力学会议论文集, 计算流体力学研究进展 北京: 科学出版社, 1994. 510~ 515
- 9 Soria J, Sondergaard R, et al. *Phys Fluids*, 1994, 6 (2): 871~ 876
- 10 Gaster M. *J Fluid Mech*, 1962, 14: 222~ 224
- 11 Michalke A. *J Fluid Mech*, 1964, 19: 543~ 556
- 12 Michalke A. *J Fluid Mech*, 1965, 22: 371~ 383
- 13 Michalke A. *J Fluid Mech*, 1965, 23: 521~ 544
- 14 Kelly R E. *J Fluid Mech*, 1965, 22: 547~ 560
- 15 Monkewitz A, Huerre P. *Phys Fluid*, 1982, 25 (7): 1137~ 1143
- 16 Brown F K. *J Fluid Mech*, 1966, 26: 281~ 307
- 17 Miksad R W. *J Fluid Mech*, 1972, 56: 695~ 719
- 18 Corcos G M, Shuman F S. *J Fluid Mech*, 1976, 73: 241~ 264
- 19 Metcalf R W, Orszag S A, et al. *J Fluid Mech*, 1987, 184: 207~ 243
- 20 Monkewitz A. *J Fluid Mech*, 1988, 188: 223~ 252
- 21 Lasheras J C, Chor H. *J Fluid Mech*, 1988, 189: 53~ 86
- 22 Miyauchi, Toshio, Tanahashi, Mamoru. *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu B Hen*, 1991, 57 (540): 2577~ 2582
- 23 沈利平, 林建忠. 见: 宋太炎等编. 第四届华东地区流体力学学术会议论文集 (南昌水专学报, 增刊) 1994, 306~ 310
- 24 周恒, 马亮. *中国科学, A 辑*, 1995, 25 (3): 303~ 311
- 25 赵耕夫. *应用数学和力学*, 1995, 16 (4): 359~ 365
- 26 Churikov S M, Shukhman I G. *J Fluid Mech*, 1995, 291: 57~ 81
- 27 Brown G L, Roshko A. *J Fluid Mech*, 1974, 64: 775~ 816
- 28 Winant C D, Brown F K. *J Fluid Mech*, 1974, 63: 237~ 255
- 29 Dimotakis P E, Brown G L. *J Fluid Mech*, 1976, 78: 535~ 560
- 30 Wagnanski I, Oster D, et al. *J Fluid Mech*, 1979, 93: 325~ 335
- 31 Williams D R, Hama F P. *Phys Fluids*, 1980, 23: 442~ 447
- 32 Brown F K, Trout T R. *J Fluid Mech*, 1980, 97: 771~ 781
- 33 Aref H, Siggia E D. *J Fluid Mech*, 1980, 100: 705~ 737
- 34 Riley J J, Metcalf R W. A IAA Paper, 1980, No. 80- 0274
- 35 Cain A B, Reynolds W C, Ferziger J H. Inter Rep No TF- 14. Stanford University, Calif, 1981. 231~ 256
- 36 魏中磊, 钮针南, 见: 林家翘等编. *理论物理和力学论文集*, 北京: 科学出版社, 1982. 187~ 210
- 37 Gaster M, Kit E, Wagnanski I. *J Fluid Mech*, 1985, 150: 149~ 190
- 38 Hussain A K M F, Zaman K B M Q. *J Fluid Mech*, 1985, 159: 85~ 104
- 39 Brown F K, Trout T R. *J Fluid Mech*, 1985, 158: 489~ 509
- 40 Nikitopoulos D E, Liu J T C. *J Fluid Mech*, 1987, 179: 345~ 370
- 41 Upender K Kaul. *J. Fluid Mech*, 1988, 190: 427~ 450
- 42 Weisbrodt I, Wagnanski I. *J. Fluid Mech*, 1988, 195: 137~ 159
- 43 Miyauchi, Toshio, Kawano, Koichiro, Shingou, Miki. In: Riley J J, et al, eds *Third International Symposium on Computational Fluid Dynamics*, New York: Springer- Verlag, 1989, 401~ 412
- 44 Jimenez J, Martel C. *Phys Fluids, A*, 1991, 3 (5): 1261~ 1268
- 45 Koochesfahani M M, MacKinnon. *Phys Fluids, A*, 1991, 3 (5): 1135~ 1142
- 46 Moser R D, Rogers M M. *Phys Fluids, A*, 1991, 3 (5): 1128~ 1134

- 47 Samimy M, Reeder M F, Elliott G S. *Phys Fluids, A*, 1992, 4 (6): 1251~ 1258
- 48 林建忠, 沈利平. 航空学报, 1994, 15 (12): 1463~ 1466
- 49 林建忠, 赵伯龙. 见: 中国工程热物理学会编 中国工程热物理学会第十届年会论文集, 1993年10月, 西安 北京: 宇航出版社, 1993. 81~ 85
- 50 Tsuji Y. *Int J Multiphase*, 1988, 14: 565~ 574
- 51 Park K H, Metcalf W, Hussain F. *Phys Fluids*, 1994, 6 (2): 885~ 888
- 52 Michael M R, Robert D M. *Phys Fluids*, 1994, 6 (2): 903~ 908
- 53 Moore D W, Saffman P G. *J Fluid Mech*, 1975, 69: 465~ 473
- 54 Brown F K, Weidman P D. *J Fluid Mech*, 1976, 76: 127~ 144
- 55 Acton E. *J Fluid Mech*, 1976, 76: 561~ 592
- 56 Mansour N N, Moin P, et al. In: Durst F, et al, eds Turbulent Shear Flows I, The First International Symposium on Turbulent Shear Flows, 1977, The Pennsylvania State University, Berlin: Springer-Verlag, 1979. 386~ 401
- 57 Fiedler H E, Dziomba B et al. In: Jimenez J, eds Turbulent and Mixing Lecture Notes in Physics, 1979, 136: 219~ 251
- 58 Pierrehumbert R T, Widnall S E. *J Fluid Mech*, 1981, 102: 301~ 313
- 59 Ho C M, Huang L S. *J Fluid Mech*, 1982, 119: 443~ 473
- 60 Pierrehumbert R T, Widnall S E. *J Fluid Mech*, 1982, 114: 59~ 82
- 61 Hernan M A, Jimenez J. *J Fluid Mech*, 1982, 119: 323~ 345
- 62 Oveman E A I, Zabusky N. *J Phys Fluids*, 1982: 25 (8): 1297~ 1305
- 63 Cain A B, Ferziger J H, Reynolds W C. *J Comput Phys*, 1984, 56: 272~ 286
- 64 Marcel Lesieur et al. *J Fluid Mech*, 1988, 192: 511~ 534
- 65 W ygnanski I, Weisbrot I. *J Fluid Mech*, 1988, 195: 161~ 173
- 66 张洪泉, 舒玮. 中国科学, 1989, 12: 1288~ 1295
- 67 Zhongmin Yang, Sture K F Karlsson. *Phys Fluids, A*, 1991, 3 (9): 2207~ 2219
- 68 林建忠, 魏中磊. 浙江大学学报, 1993, 27 (1): 137~ 141
- 69 Jimenez J. *J Fluid Mech*, 1983, 132: 319~ 336
- 70 Jimenez J, Cogollo M, Bernal L P. *J Fluid Mech*, 1985, 152: 125~ 143
- 71 Lasheras J C, Cho J S, Maxworthy T. *J Fluid Mech*, 1986, 172: 231~ 258
- 72 Bernal L P, Roshko A. *J Fluid Mech*, 1986, 170: 499~ 525
- 73 Hussain F, Moser R et al. In: Adrian R J, et al, eds Proceedings of Summer Program, 1988, London: Academic, 1988. 49~ 55
- 74 Bell J H, Mehta R D. *Phys Fluids, A*, 1992, 4 (6): 1428~ 1433
- 75 Plesniak M W, Bell J H, Mehta R D. *Exp Fluids*, 1993, 14 (3): 286~ 288
- 76 Lopez J M, Bulbeck C J. *Phys Fluids, A*, 1993, 5 (7): 1694~ 1702
- 77 LeBoeuf R L, Mehta R D. *Phys Fluids, A*, 1993, 5 (8): 1983~ 1991
- 78 Shen Liping, L in Jianzhong, Wei Zhonglei. In: Editorial Board of Journal of Hydrodynamics. Proceedings of the International Conference on Hydrodynamics, 1994, Wuxi Beijing: China Ocean Press, 1994, 238~ 243
- 79 林建忠, 沈利平, 魏中磊. 空气动力学学报, 1995, 13 (2): 232~ 237
- 80 Schoppa W, Hussain F, Metcalf W. *J Fluid Mech*, 1995, 298: 23~ 80
- 81 Fiedler H E. In: Lin C C, et al, eds Some New Trends on Fluid Mechanics and Theoretical Physics. Beijing: Peking University Press, 1992. 55~ 65
- 82 Grundel H, Fiedler H E. *Appl Sci Res*, 1993, 51 (1- 2): 167~ 171
- 83 林建忠, 魏中磊. 实验力学, 1993, 8 (1): 137~ 141
- 84 Asavaprane P, Gharib M. *Phys Fluids*, 1994, 6 (9): 2880~ 2882
- 85 Collis S, Lele S K, et al. *Phys Fluids*, 1994, 6 (1): 381~ 386
- 86 沈利平, 林建忠. 水动力学研究与进展, Ser A, 1995, 10 (1): 77~ 82
- 87 L in Jianzhong, Shen Liping. In: Gong Yaonan, et al, eds Proceedings of the Asian-Pacific Conference on Aerospace Technology and Science, Beijing: International Academic Publishers, 1994. 458~ 462
- 88 沈利平, 林建忠, 傅斌. 力学学报, 1996, 28 (1): 1~ 7

The Advances on The Large Vortex Structures and Properties in Mixed Layers

L in Jianzhong Yu Zhao sheng Shen L ip ing

Dept. of Mechanics, the State Key Laboratory of Fluid Power Transmission and Control, Zhejiang University

Abstract The research on the mixed layers since 1950's, especially during the recent 10 years is reviewed. Emphasis is on the recent results concerning larger vortex structures. Some comments are made on the further research topics.

Keywords mixed layer, large vortex structure, statistical theory

动 态

科研教学双丰收

符 松

清华大学工程力学系, 北京 100084

清华大学工程力学系近几年来在科研与教学等各项工作上继续取得优异成绩

1996年我系发表的学术论文首次突破400篇, 达到467篇, 居清华大学之首。其中127篇发表于国外学术刊物。1995年度(96年度甲类奖未评)我系获部级以上奖27项, 也居清华大学之首, 其中杨卫等人的“固体材料的宏细观本构理论与断裂”与过增元等人的“热流体工程中的热阻力、热绕流、热驱动和热稳定性”课题均获国家自然科学基金三等奖; 赵文华等人的“光谱法连续测量瞬态温度的装置”获国家科技进步三等奖; 付维 等人的“双一次风通道通用煤粉主燃烧器”获国家发明四等奖; 郑泉水的“张量函数表示理论及材料的本构方程不变性研究”与周力行等人的“两相有反应湍流理论和数值模拟及其在燃烧中的应用”亦获国家教委一等奖。

我系的科研工作以应用基础理论与技术研究为

主, 充分发挥广大教师的专业特长, 长期坚持, 从而产生了一大批研究成果与技术专利, 造就了一大批高水平的青年学术骨干。去年, 郑泉水教授因其在理性力学研究领域的突出成绩, 荣获第三届中国青年科学家称号, 这是继杨卫教授之后我系的第二名“中国青年科学家”。

据国务院学位办公室1996年的评估, 清华大学工程力学学科点被评为力学专业质量第一, 我系的工程热物理专业亦被评为优秀学科点。我系的固体力学学科去年被确定为首批起动的国家教委“211工程”学科点。

三年来, 我系的研究生教育蓬勃发展, 硕士生、博士生的入学人数已略高于本科生的入学人数, 他们是我系科研工作中的一支生力军, 今后也将成为我国科技界的一支生力军。